

TARTU ÜLIKOOL  
LOODUS- JA TEHNOLOOGIATEADUSKOND  
Füüsika Instituut

Joonas Jäme

**VALGUSE LEVIK MULTIMOODILISTES NANOFIIBRITES:  
MESOSKOOPILINE SPEKTRAALMODULATSIOON**

Bakalaureusetöö (12 EAP)

Juhendajad: vanemteadur Viktor Palm

doktorant Mihkel Rähn

Kaitsmisele lubatud .....

Juhendaja .....

*allkiri, kuupäev*

Tartu 2013

## Sisukord

1	Sissejuhatus.....	3
2	Valdkonna ülevaade.....	4
2.1	Valguse levik fiibrites .....	4
2.2	SNOM otsik.....	8
2.3	Pinnaplasmonid .....	9
2.4	SNOM teraviku valmistamine [17].....	10
2.5	Valguse levik SNOM otsaga fiibris .....	11
3	Eksperiment ja metoodika.....	14
3.1	Eksperimendi kirjeldus.....	14
3.2	Fiibrite ettevalmistamine .....	16
3.3	Mõõtetulemuste töötlemine.....	19
3.4	Kasutatud fiibrid.....	23
4	Tulemused.....	26
4.1	200 nm avaga fiibrid .....	26
4.2	150 nm avaga fiiber.....	28
5	Järeldused.....	32
	Kokkuvõte.....	33
	Tänuavaldused .....	34
	Kasutatud kirjandus .....	35
	Light Propagation in Multimode Fibers: Mesoscopic Spectral Modulation.....	38

# 1 Sissejuhatus

Töö eesmärgiks on uurida kooniliselt kitseneva metalliga kaetud otsaga ning valguse lainepikkusest väiksema väljundavaga (nn SNOM otsik) optilise fiibri mõju seda läbinud valguse spektrile. Uuritakse footonite ja pinnaplasmonite interaktsioonist tekkivaid spektraalseid efekte. Katsetes kasutatavate fiibrite teravike läbimõõt jääb mesoskoopilisse suurusjärku, olles tunduvalt väiksem kui uuritava spektraalvahemiku valguse lainepikkus. Kanoniseeritud ettekujutuse kohaselt on valguskimpu võimalik kompressseerida maksimaalselt lainepikkuse suurusjärgus punktiks. Siiski, valgus on võimeline levima ka väiksema diameetriga valguskius. Teema on aktuaalne optoelektronikas. Mitmetes nano-optika rakendustes (näiteks optiline protsessor) on valguse selline omadus olulise tähtsusega. IBMi uurimislabor [1] tegeleb uute optiliste lülitite ja andmesiidide väljatöötamisega, kuna kaasaegne elektrijuhtidel baseeruv elektronika on jõudnud rakendatavuse piirile, kus signaali edastus toimub vaid mõne elektroni abil. Uued optilised lülitid ja andmesiidid peaksid olema kordades kiiremad ja energiasäästlikumad.

Käesoleva töö teises peatükis antakse ülevaade valguse levikust fiibrites. Selle töö raames mõeldakse fiibrite all just optilist fiibrit. Tutvustatakse levikumoodide teooriat ja skaneerivas optilises lähiväljamikroskoopias kasutatava mõõtepea, nn SNOM otsiku, mõju valguse levikule fiibris. Optilistes fiibrites eksisteerivad valguse levikumoodid ja fiibri teravik käitub eksperimendis moodide filtrina, lubades läbi ainult piiratud arvu moode. Valides sobiva spektraalpiirkonna, saavutatakse olukord, kus fiibrist väljub ainult kaks enam-vähem võrdse intensiivsusega moodi, mis teineteisega interfereerudes tekitavad spektraalse sinusoidaalse modulatsiooni. Spektraalset modulatsiooni on kirjeldatud juba 1995. aastal ilmunud Hlubina töödes [2]. Tartu Ülikooli Füüsika Instituudi töörühma poolt demonstreeritud [3] mesoskoopilise spektraalmodulatsiooni (MSM) abil on võimalik uurida footon-plasmon sidustumise efekte. On toodud ka lühiülevaade pinnaplasmonitest ja nende levikust.

Töö autor on liitunud TÜ Füüsika Instituudi töörühmaga 2011. aasta sügisel. Eksperimentaalses osas toodud mõõtmised koos andmeanalüüsiga on teostatud autori poolt, millest osa tulemusi on avaldatud ka artiklis [4].

## 2 Valdkonna ülevaade

### 2.1 Valguse levik fiibrites

Valguse levikut fiibrites võib vaadelda kahe erineva teooria raames. Geomeetrilise optika kohaselt levib valgus fiibris kiirtena. Täieliku sisepeegeldumise abil kandub valgus fiibris edasi, kusjuures levikutrajektor võib olla erinev. Selline käsitus annab lihtsa ettekujutuse valguse edasikandumisest. Teise teooria, nn moodide teooria järgi vaadatakse valgust kui elektromagnetlainet, mis kirjeldab valguse käitumist fiibris levikul. Selle käsitluse põhjal on võimalik kirjeldada fiibris neeldumist, kustumist ja dispersiooni. Ka geomeetrilise optika kohaselt eristatakse levikumoodi; mida otsem on levikutrajektor, seda madalamat järku moodiga on tegu [5].

Kiudoptika ehk fiiberoptika (inglise keeles *fiber optics*) on tehnoloogia, kus valguse ja informatsiooni edasikandjaks on peen dielektrikust valgusjuht. Optiliste fiibrite sumbuvus on väga väike ja seetõttu kasutatakse neid sageli pikkadel vahemaadel info edastajana. Valgusfiiber on valmistatud materjalist, mille sisemine kiht (südamik) on suurema murdumisnäitajaga kui välimine dielektrikust kate. Katte peal võib omakorda veel lisaks olla välimine plastikust kiht, mis kaitseb fiibrit vigastuste eest. Astmeliselt muutuva murdumisnäitajaga fiibris (inglise keeles *step index fiber*) muutub valguse leviku suund järsult kahe materjali piirpinnal [6]. Südamiku murdumisnäitaja  $n_1$  on natukene suurem kui katte murdumisnäitaja  $n_c$ .

Lisaks on fiibreid, kus südamiku murdumisnäitaja sujuvalt väheneb, saavutades piirpinnal välise kihi murdumisnäitaja väärtuse – sellistes fiibrites muutub valguse suund sujuvalt (inglise keeles *graded index fiber*) [6] [7]. Murdumisnäitaja profiil on viimati mainitud fiibrite puhul valitud nii, et minimeerida valguse eri moodide ehk levikuväiste dispersiooni.

Mingil kindlal sagedusel  $f$  saab fiibris levida ainult piiratud arv moodi. Kui fiibri südamiku läbimõõt on valguse lainepikkuse  $\lambda$ 'ga võrreldes palju suurem, saab fiibris levida palju moodi [8]. Siseneva valguse hulk on piiratud apertuurarvuga (inglise keeles *numerical aperture, NA*), mis on määratud sisenemise nurgaga (inglise keeles *acceptance angle*). Apertuurarvu määrab valem:  $NA = n_0 \sin \theta = (n_1^2 - n_c^2)^{1/2}$  [7]. Kuna ümbritseva keskkonna murdumisnäitaja  $n_0$  on õhu korral 1, sõltub  $NA$  ainult sisenemisnurgast  $\theta$ . Viimane piirab ruumis koonilist ala, millest väljapoole jääv valgus fiibrisse sisenemisel enam ei peegeldu ja väljub läbi fiibri seina, seega on võimalik suurema apertuurarvuga fiibrisse suunata rohkem valgust. Fiibris levivaid erineva

konfiguratsiooniga elektromagnetlaineid nimetatakse levikumoodideks.

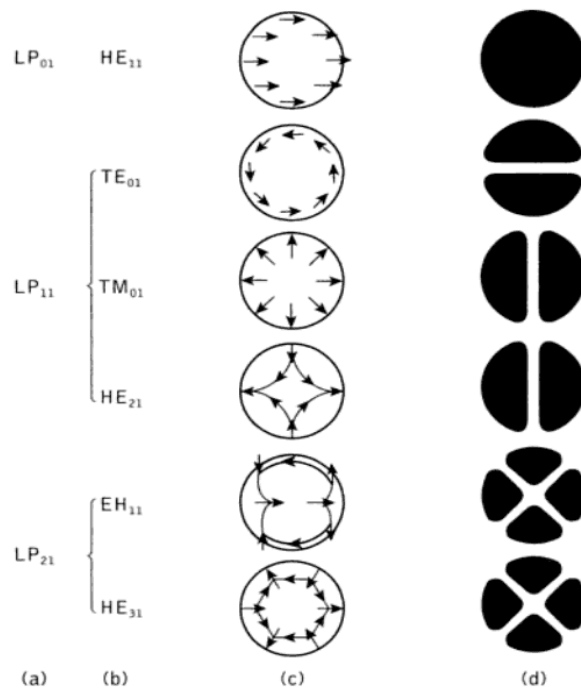
Levikumoodide teooria täiendab geomeetrilise optika kiirte käsitlust. Valgust kujutatakse paralleelsete tasalainetena, mis on määratud levikusuuna, amplituudi ja lainepikkusega. Samas faasis olevaid elektromagnetlainete osi võime nüüd kujutada lainefrontidena. Laine edasikandumiseks peavad lainefrondid jääma samasse faasi: kui frondid pole samas faasis, siis nad lõpuks ikkagi kaovad [9]. Kustumise põhjustab interferents faasis olevate ja faasist väljas olevate lainefrontide vahel. Kustutatav interferents ongi põhjuseks, miks levikumoodide arv on fiibris piiratud.

Mingi antud moodi jaoks määrab lainepikkus tema leviku ulatuse fiibris, see tähendab et eksisteerib lainepikkus, millest pikematel lainepikkustel antud mood enam fiibris ei levi, vaid kustub, öeldakse et levikumood lõigatakse ära. Lainepikkuse suurenemisel lõigatakse levikumoodi järjest ära, kuni jääb alles üks fundamentaalne levikumood,  $HE_{11}$ . Sellises režiimis töötavat fiibrit nimetatakse ühemoodiliseks fiibriks, suurema moodide arvu puhul aga multimoodiliseks fiibriks.

Vaatleme uuesti eelmises lõigus kirjeldatud apertuurarvu. Suurem  $NA$  tähendab suuremat moodide arvu ja seega ka kõrgemat valguse intensiivsust. Siiski põhjustab see ka dispersiooni, signaaliimpulsi laienemist ajas, mis seab piirangud andmeedastuskiirusele fiibris. Geomeetrilise optika kohaselt levivad valguse kiired fiibris mööda erinevaid trajektoore, läbides fiibri eri ajaga, mille tulemuseks on fiibris tekkiv dispersioon. Fiibris on kolm peamist dispersiooni allikat: materjali ehk nn kromaatiline dispersioon, lainejuhi dispersioon ja modaalne dispersioon. Lainejuhi ja materjali dispersiooni põhjustab tegelikkuses üks ja sama efekt - murdumisnäitaja sõltuvus lainepikkusest. Neid modelleeritakse sõltumatult, kuid tulemused on aditiivsed.

Modaalne dispersioon astmeliselt muutuva murdumisnäitajaga fiibris on määratud valemiga:

$$\Delta\tau_{modal} = \left( \frac{L(n_1 - n_c)}{c} \right) \left( 1 - \frac{\pi}{V} \right), \text{ kus } L \text{ on fiibri pikkus.}$$



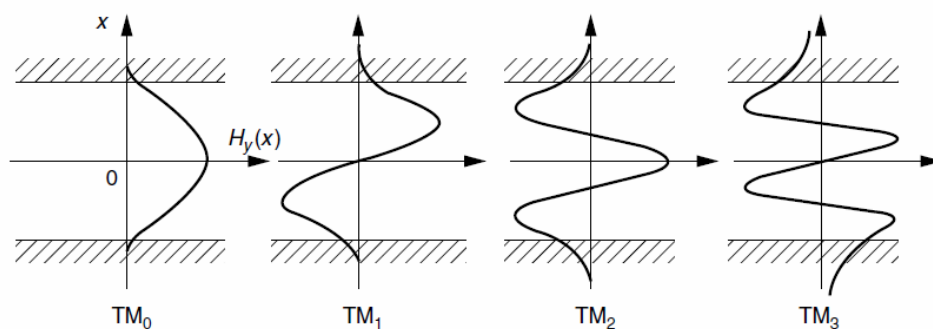
Joonis 1. Elektrivälja jaotus kolme madalaima-järgulise moodi jaoks: (a) - moodi nimetus LP käsitluses, (b) - moodide täpsem nimetus, (c) - elektrivälja orientatsioon, (d) - intensiivsus [10].

Optilisi fiibreid saame iseloomustada kahe suuruse järgi: südamiku ja katte murdumisnäitajate suhtelise erinevuse  $\Delta = \frac{n_1 - n_c}{n_1}$  ning parameetri  $V$  järgi, mis iseloomustab mitu levikumoodi saab fiibris olla,

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a (n_1^2 - n_c^2)^{1/2}, \quad (1)$$

kus  $a$  on südamiku raadius ja  $\lambda$  on valguse lainepikkus. Kirjanduses [9] loetakse ühemoodiliseks tööpiirkonnaks  $V \leq 2.405$ , sellise väärtuse juures kustuvad kõrgemat järku moodid kattes, põhimoodi  $LP_{01}$  energia levib aga  $\sim 84\%$  ulatuses südamikus. Kui parameetri  $V$  väärtus muutub aga väga väikeseks  $V \approx 1$  siis levib enamus,  $\sim 70\%$  energiast kattes, ning fiibri kõverdumine põhjustab suuri kadusid [11]. Multimoodilises fiibris on levikumoodide arv ühest suurem, moodide arv sõltub apertuurarvust ja südamiku läbimõõdust. Standardsed läbimõõdud on  $9 \mu\text{m}$  ühemoodilisel fiibril ning  $50 \mu\text{m}$ ,  $62,5 \mu\text{m}$  ja  $100 \mu\text{m}$  multimoodilise fiibri jaoks [9] [12].

Moodi väljavektori  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  saame jaotada kolmeks komponendiks  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$ . Nendest domineerib kas  $E_x$  või  $E_y$  komponent, ning piisavalt hea lähendusega võime öelda, et mood on lineaarselt polariseeritud x- või y-telje suunas, sõltuvalt kumb komponent on domineerivam. Seetõttu kasutatakse ka sageli tähistust  $LP_{mn}$ , näiteks moodile  $HE_{11}$  vastab selles tähistuses  $LP_{01}$  ja moodile  $TM_{01}$  -  $LP_{11}$  [13]. Moodide illustratiivne kuju ja elektrivälja orientatsioon on toodud joonisel 1. Põhimoodist ühe järgu võrra kõrgem mood  $LP_{11}$  levib fiibris seega kui  $V \geq 2.405$ , kolmandat järku mood  $LP_{02}$  – kui  $V \geq 3.832$ , [9]; antud töös on oluline just kahemoodiline tööpiirkond.



Joonis 2. TM levikumoodide  $H_y$  välja jaotus fiibris. Kõrgemat järku moodid levivad pigem katte lähedal, fundamentaalne mood aga pigem südamiku keskel. Lühend TM tuleb inglise keelsest tähistusest *transverse magnetic*. Levikusuund on näidatud noolega [14].

Töö eksperimentaalses osas on uuritud vastasmõju fundamentaalse  $HE_{11}$  ja TM moodi vahel, seepärast on antud ka siin lühiülevaade TM moodidest, viimaste  $H_y$  välja jaotus on kujutatud joonisel 2. Levigu ajas muutuv sinusoidaalne laine z-telje suunas. Elektri- ja magnetvälja komponendid on antud kui:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0(x, y)e^{j(\beta z - \omega t)}$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0(x, y)e^{j(\beta z - \omega t)}$$

Eeldame, et 1) väli ei muutu y suunas ( $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ ) ja 2) levikusuunas on väli  $\mathbf{H}_z = 0$ . Lainevõrrandis

$\nabla^2 \mathbf{H} = (n_{1,2}^2 k^2 - \beta^2) \mathbf{H} = 0$ , tingimust 1) arvestades saame:

$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (n_{1,c}^2 k^2 - \beta^2) H_y = 0$  [14]. Viimane kehtib nii südamikus kui ka kattes levikul. Võrrandi lahendiks südamikus on  $H_y = A \cos(Kx) + B \sin(Kx)$ , kus  $n_{1,c}^2 k^2 - \beta^2 = K^2$  kui  $|x| < a$ .

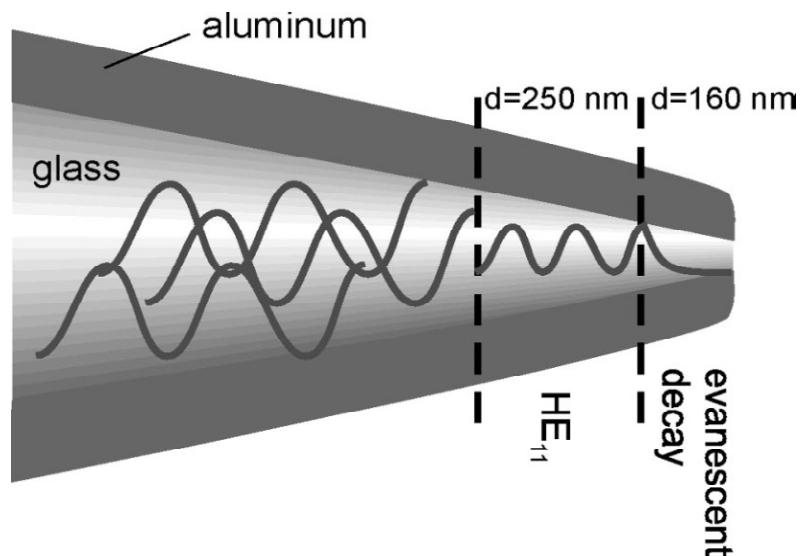
Kattes levides on tegemist kustuva eksponendiga nn evanesentslainega  $H_y = Ce^{-\gamma x} + De^{\gamma x}$ , kus  $n_{1,c}^2 k^2 - \beta^2 = -\gamma^2$  kui  $|x| > a$ .

## 2.2 SNOM-otsik

Metalliga kaetud kitseneva otsaga fiibreid tuntakse SNOM- (inglise keeles *scanning near-field optical microscopy*) otsikutena. Sellise otsaga fiibreid kasutatakse laialdaselt lähiväljamikroskoopide mõõtepeadena. Võimalikke teisi rakendusi on pakutud ka plasmoonika valdkonnas, just plasmonefektide tõttu. Töodes [3, 15, 4] rakendatakse SNOM-otsikute moode selekteerivat omadust. Novotny ja Hafner on näidanud [16], et metalliga kaetud fiibris levivate moodide arv väheneb, kui väheneb fiibri läbimõõt. Enamiku moodide jaoks eksisteerib piirsagedus, millest madalamate sageduste juures muutub lainearv imaginaarseks ja moodi levik keelatuks. See piirsagedus sõltub fiibri südamik läbimõõdust ning teatud suurusest alates säilib vaid põhimood, mis võimaldab fiibrit kasutada ühemoodilisena. Järelikult käitub SNOM-otsik moodide filtrina, kus väljundi moodide arv sõltub valguse lainepikkusest  $\lambda$  ja teraviku väljundava diameetrist  $d$  (samuti muudest fiibri parameetritest). Viimasena jääb levima mood  $HE_{11}$  [17]. Valgussignaali võimsus on piiratud SNOM-otsiku katematerjaliga. Kui intensiivsus tõuseb suuremaks kui lubatud, kahjustab see metallkatet.

SNOM-otsiku läbivuskoefitsient antud lainepikkusel on määratud kui valgusvõimsus, mis väljub fiibri teravikust jagatud fiibrisse sisenenud valguse võimsusega. Väljundvalguse määrab kaks peamist struktuurset komponenti 1) fiibri osa, mis juhib valguse otsikuni 2) SNOM-otsik ise. Avast väljunud valguse määrab moodide jaotus koonilises teravikus. Moodide struktuuri nähtavatel lainepikkustel arvutati esmakordselt Novotny ja Hafneri poolt [16], funktsioonina südamiku läbimõõdust. Tulemusi võib interpreteerida järgmiselt: üks mood teise järel lõigatakse lainejuhi kitsenemisel ära, kuni lõpuks jääb levima vaid fundamentaalne  $HE_{11}$  mood (vt joonis 3). Alumiiniumiga kaetud, dielektrilise südamikuga lainejuhi jaoks on see piir  $\lambda=488$  nm juures 250nm ja 160 nm vahel.





Joonis 3. Moodide kustumine fiibris, sõltuvalt teraviku läbimõõdust. Üksteise järel lõigatakse moode ära, kuni lõpuks jääb levima vaid fundamentaalne  $HE_{11}$  mood [17].

Energia, mis ei välju teravikust, peegeldub tagasi fiibrisse või neeldub Al kattes, mis toob kaasa metalli olulise kuumenemise. Näiteks lainepikkusel  $\lambda=488$  nm ei levi  $HE_{11}$  mood enam 160 nanomeetrist väiksemas fiibris, lainevektor muutub imaginaarseks ja elektriväli kustub eksponentsiaalselt. Valgusehulk, mis jõuab avani, sõltub tipu ja kustumise alguspunkti vahelisest kaugusest, mille määrab koonuse nurk. Suurem nurk parandab üldiselt valguse läbilaskvust, ent suurendab lokaalselt temperatuuri, mis võib kahjustada otsiku katet. Bethe/Bouwkamp [18, 19] kohaselt sõltub fiibri läbilaskvuskoeffitsient fiibri südamiku läbimõõdust kui  $a^4$ .

### 2.3 Pinnaplasmonid

Elektronide laengutiheduse koherentset võnkumist metalli piirpinnal nimetatakse plasma ostsillatsiooniks, mille võnkesagedust  $\omega$  seob lainevektoriga  $k_x$  dispersioon. Dielektriku ja metalli piirpinnal levivaid elektrongaasi pikivõnkumisi nimetatakse pinnaplasmoniteks. Viimaste sidustumisel footonitega tekivad pinnaplasmon-polaritonid (inglise keeles *surface plasmon polariton*) ehk lühidalt SPP. Valguse langemine metallile põhjustab kollektiivseid laenguvõnkumisi, need ostsillatsioonid levivad piki metalli ja dielektriku piirpinda kuni nad neelduvad või kiirguvad footonina ümbritsevasse keskkonda. SPPd levivad ainult piki õhukest metallikihti ja kustuvad eksponentsiaalselt sügavuse kasvades, olles seetõttu väga tundlikud pinnastruktuuri muutuste suhtes. Pinnaplasmon-fotoonikaga ehk plasmoonikaga seotud uuringud

on viimasel ajal teadusmaailmas suurt huvi tekitanud oma rakendusperspektiivide tõttu. SPP võimaldab tunduvalt vähendada algse footoni lainepikkust, millest tulenevalt kasvab lokaalne väljatugevus ja footoni ruumiline lõksustumine. SPPd on pakutud rakendada nt andmesalvestuses, päikeseelementides, mikroskoopias ja biosensorites ning lisaks lainepikkusest väiksemates optilistes seadmetes [20]. Pikemaajaline eesmärk on kasutada neid arvutikiipides andmeedastajatena [1].

Pinnaplasmon polaritonid levivad mööda õhukest metallipinda, olles pinna sügavuse suunas väga täpselt lokaliseeritud. Piirpinnast metalli ja dielektriku suunas eksisteerib eksponentsiaalselt kustuv laine. Levikusügavus, mille juures elektrivälja tugevus langeb  $e$  korda, on antud dielektriku jaoks  $\delta_d = \frac{1}{k_{zd}} = \frac{1}{k} \left| \frac{\varepsilon_d + \varepsilon_m}{-\varepsilon_d^2} \right|^{1/2}$  ja metalli jaoks  $\delta_m = \frac{1}{k_{zm}} = \frac{1}{k} \left| \frac{\varepsilon_d + \varepsilon_m}{-\varepsilon_m^2} \right|^{1/2}$ , kus  $k$  on lainevektor vaakumis  $k = \omega/c$ ,  $k_{zd}$  ja  $k_{zm}$   $z$ - ehk levikusuunaline lainevektor vastavalt dielektrikus ja metallis,  $\varepsilon_m$  ja  $\varepsilon_d$  – vastavalt metalli ja dielektriku dielektriline konstant. Hõbeda ja räni dioksiidi puhul on vastavad numbrilised väärtused  $\delta_d = 39 \text{ nm}$  ja  $\delta_m = 22 \text{ nm}$  [21].

SPP levikuulatus piki metalli piirpinda, mille jooksul energia väheneb  $e$  korda, on antud seosega

$$L = (2k_x'')^{-1} = \left[ \frac{\omega}{c} \left( \frac{\varepsilon_1' \varepsilon_2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon_1''}{(\varepsilon_1')^2} \right]^{-1} \quad [22]. \quad \text{Suurus } \varepsilon_1 = \varepsilon_1' + i\varepsilon_1'' \text{ on metalli dielektriline}$$

konstant,  $\varepsilon_2$  on metalliga piirneva keskkonna dielektriline läbitavus,  $\omega$  on pealelangeva valguse sagedus. Alumiiniumis on lainepikkusel  $\lambda = 500 \text{ nm}$  levikuulatus  $2 \text{ }\mu\text{m}$ , hõbedas  $20 \text{ }\mu\text{m}$  [21].

## 2.4 SNOM-teraviku valmistamine [17]

Valmistamisprotsessi võib jaotada kaheks peamiseks etapiks: 1) kitseneva otsaga teraviku, nn koonuse loomine ja 2) selle katmine metalli kihiga, saades läbipaistmatu kihi koonuse seintele, et luua valgust läbilaskev teravik. Valmistamiseks kasutatakse kahte erinevat meetodit: 1) fiibri kuumutamine ja pikaks venitamine, 2) happega töödeldes. Esimese meetodi puhul kasutatakse CO<sub>2</sub> laserit fiibri lokaalseks kuumutamiseks, meetodi eeliseks on väga sile välispind ning ühtlane otsatahk. Siiski on raske selle meetodi puhul saavutada piisavalt suurt koonuse nurka, mis tagaks piisava valguse läbilaskvuskoeffitsiendi. Teiseks meetodiks on happega töötlemine, kus fiibri ots pistetakse HF happesse. Happe ja lahuse piirpinnal moodustub menisk ning formeerub teravik. Meetodi eeliseks on reprodutseeritavus ja teraviku nurga varieeritavus orgaanilise lahuse muutmise kaudu. Puuduseks on koonilise pinna ebatasasus. Jättes alles fiibri kaitsva polümeerkatte, toimub reaktsioon ainult teatud väikeses ruumalas, mis on määratud

polümeerkattega. Seega HF ja orgaanilise lahusti piirpinnal formeeruv menisk ei määra enam otseselt teraviku kuju.

## 2.5 Valguse levik SNOM-otsaga fiibris

Vaatleme valguse levikut kooniliselt kitseneva otsaga fiibris, mis on kaetud alumiiniumiga. Valguse levikut konstantse läbimõõduga Al kattega klaasfiibris on uuritud teoreetiliselt [16], sõltuvuses valguse sagedusest ja fiibri läbimõõdust. Klaasi dielektrilist läbitavust võib seejuures lugeda reaalseks ja sagedusest sõltumatuks konstandiks. Metallil on plasma dispersiooni seaduse kohaselt kompleksse väärtusega dielektriline konstant, mille imaginaarne osa on seotud laine kustumisega metallis. Nähtava valguse juures on selle konstandi reaalosa negatiivne, mis põhjustab teatud sagedustel plasmon-ergastusi [16]. Teoreetiliselt on näidatud, et kindlal sagedusel sõltub fiibris potentsiaalselt levivate moodide arv fiibri läbimõõdust, vähenedes väiksema läbimõõdu puhul. Seega võib SNOM-otsik käituda moodide filtrina: väljundava läbimõõdu vähenedes lõikab ta järjest ära levikumoodi, kuni lõpuks jääb levima vaid põhimood  $HE_{11}$  [17].

Juba 1995. aastal ilmunud Hlubina teoreetilises töös on näidatud [2], et moodide vahelist interferentsi on võimalik sagedusteruumis jälgida kasutades Michelsoni interferomeetrit või madala resolutsiooniga spektromeetrit ka siis, kui moodide optiline käiguvahe ületab valgusallika koherentsipikkust. Kahe moodi interferentsi puhul tekib regulaarne spektraalmodulatsioon, mille sagedus on võrdne moodide vahel tekkinud optilise käiguvahega. Seda teooriat on kinnitatud ka sama autori eksperimentaalses töös [23], kus on kasutatud spetsiaalselt valmistatud väikese läbimõõduga optilist lainejuhti, mis opereeris lainepikkusel 870 nm kahe levikumoodi režiimis. Kuna moodidevaheline käiguvahe sõltub ka fiibrile mõjuvatest füüsikalistest suurustest (temperatuur, rõhk), on välja pakutud kasutada kirjeldatud nähtust fiiber-optilise sensori loomiseks.

Erinevalt Hlubina tööst [23] on antud töös kasutusel multimoodiline fiiber, ning moodide filtriks on SNOM-otsik, mis lõikab ära kõik moodid peale kahe. Mõõtmisteks on valitud spektraalne piirkond, kus esineb regulaarne spektraalmodulatsioon, mis näitab, et seal interfereerub kaks võrreldava intensiivsusega levikumoodi.

Hiljutises publikatsioonis [3] kasutatud mitme fiibri levikumoodi interferentsi käsitlese kohaselt võib summaarne läbinud valgusväli  $E(t)$  kirja panna järgnevalt:

$$E(t) = \sum_k \alpha_k E_0(t - \tau_k),$$

kus  $E_0(t)$  on fiibrisse sisenenud väli,  $\alpha_k$  on suhteline amplituud ja  $\tau_k$  k'nda moodi faasinihe.

Väljundi spekter on antud valemiga:

$$I(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_0(t) e^{i\omega t} dt \right|^2 = I_0(\omega) \left| \sum_k \alpha_k e^{i\omega \tau_k} \right|^2.$$

Interferents pole jälgitav, kui levib ainult üks mood, samuti pole selgesti eristatavat modulatsiooni näha, kui läbivate moodide arv on väga suur. Nimelt toimub siis ajas keskmistumine:  $\sum_{k,k'} \alpha_k \alpha_{k'} e^{i\omega(\tau_k - \tau_{k'})} \approx \sum_k \alpha_k^2 = \text{const.}$  Modulatsiooni regulaarsus viitab sellele, et fiibris levivate moodide arv on kaks, mis lihtsustab meie võrrandeid; sellisel juhul on väljundspekter moduleeritud ainult ühe sagedusega:  $I(\omega) \propto I_0(\omega)(1 + \beta \cos(\omega\tau))$ , kus  $\tau = \tau_1 - \tau_2$  on optiline käiguvahe kahe moodi vahel, mis määrabki spektraalmodulatsiooni perioodi:  $\tau = \frac{1}{\Delta f}$ .

Optiline käiguvahe koosneb meil kahest komponendist [15, 4]:  $\tau(l) = \tau_0 + D \cdot l$ . Esimene komponent  $\tau_0$  on põhjustatud moodist sõltuvast interaktsioonist footonite ja SNOM-otsiku pinnaplasmonite vahel, teine komponent  $D \cdot l$  on põhjustatud fiibrile iseloomulikust mooddispersioonist. Parameeter  $D$  avaldub kahe moodi faasikiiruste kaudu:  $D = \frac{1}{c_1} - \frac{1}{c_2}$ , ning iseloomustab fiibrist põhjustatud moodidevahelise dispersiooni. Antud moodide paari  $HE_{11}$  ja  $TM_{01}$  jaoks on leitud, et analoogselt defineeritud dispersiooni parameeter on metalliga kaetud SNOM-otsikus suurusjärgu võrra suurem ja vastasmärgiga, võrreldes fiibri dispersiooniparameetriga. Mis viitab sellele, et  $TM_{01}$  mood, millel on fiibri sabas suurem faasikiirus, muutub SNOM-otsikus pinnaplasmon-moodiks. Antud mood interakteerub plasmonitega tugevamalt ja omab teravikus madalamat faasikiirust. Metalli ja dielektriku piirpinnal leviva pinnaplasmoni dispersiooni määrab valem:

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} \left( \frac{\varepsilon(\omega)\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon(\omega)} \right)^{\frac{1}{2}},$$

kus  $k$  on pinnaplasmoni lainearv,  $\omega$  tema sagedus,  $c$  valgusekiirus vaakumis,  $\varepsilon_1$  dielektriku suhteline dielektriline läbitavus ja  $\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$  - metalli dielektriline läbitavus, kus  $\omega_p$  on plasmoni võnkesagedus metallis.

Paneme kirja võrrandi planaarse struktuuri jaoks, arvestades olukorda, et  $\omega \ll \omega_p$ :

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c_1} \left( 1 + \frac{n_1^2 \omega^2}{2\omega_p^2} \right).$$

Selle kohaselt saame  $\frac{n(\omega)}{n_1} - 1 \approx \frac{n_1^2 \omega^2}{2\omega_p^2}$ , mida tuleks vaadelda kui lähendust. Et rakendada seda võrrandit SNOM-otsiku jaoks, tuleks lisada veel täiendav numbriline parandus-koefitsient  $\alpha$ , seega lõpptulemuseks on valem:  $\frac{n(\omega)}{n_1} - 1 \approx \frac{\alpha n_1^2 \omega^2}{2\omega_p^2}$ , faasikiiruste kaudu lahti kirjutatuna

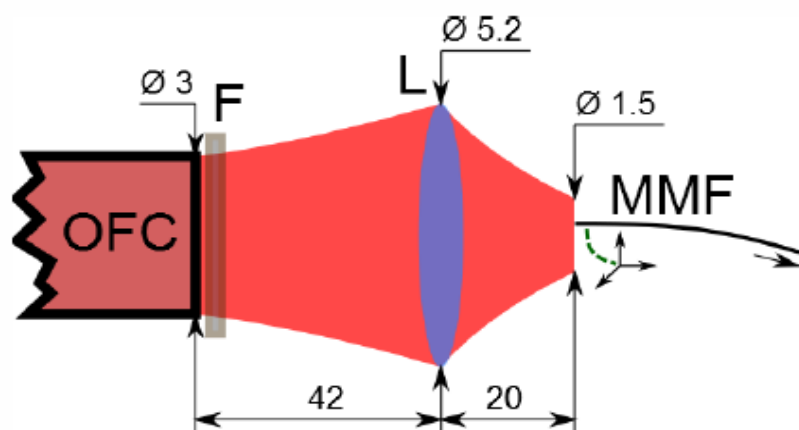
$$c_2 - c_1 = \frac{\alpha n_1^2 \omega^2}{2\omega_p^2} \cdot c_1. \quad (2)$$

Alumiiniumi jaoks on väärtus  $\hbar\omega_p \approx 15.3 \text{ eV}$ .

### 3 Eksperiment ja metoodika

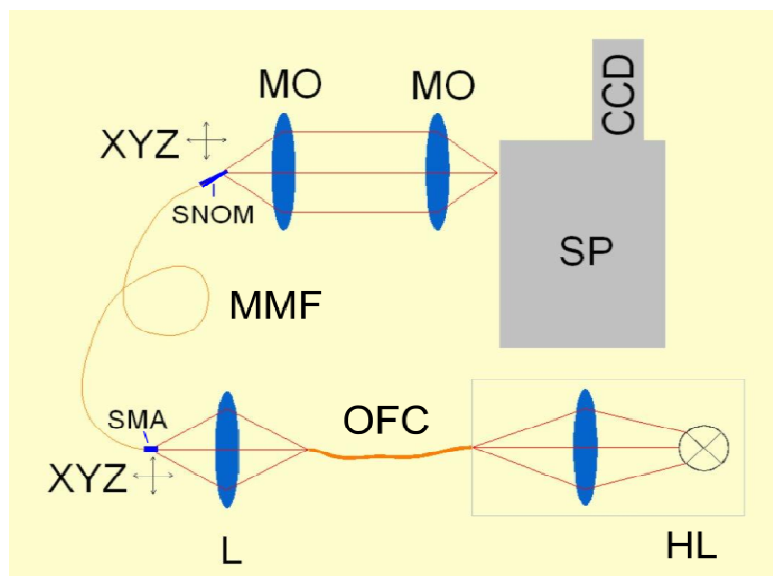
#### 3.1 Eksperimendi kirjeldus

Valgusallikaks on 150 W halogeenlamp, mille spektraalselt lai valgus on suunatud 3 mm läbimõõduga fiiberkaablist, kust väljuv valgus suunatakse omakorda multimoodilise fiibri sisendisse, nagu on näidatud joonisel 4.



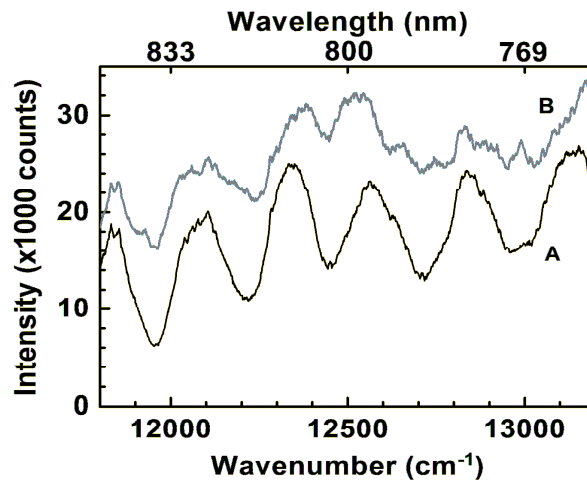
Joonis 4. Optilisest kaablist (inglise keeles: *Optical fiber cable* (OFC)) tuleva valguse fokuseerimine multimoodilisse fiibrisse (inglise keeles: *multimode fiber* (MMF)) koondava läätsel L abil, mille fookuskaugus on 13.86 mm. Valgus koondatakse umbes 1.5 mm läbimõõduga "laiguks". Joonisel on mõõtmed näidatud millimeetrites [4].

Valgus liigub läbi multimoodilise fiibri SNOM-otsikuni, sealt väljunud valgus kogutakse mikroskoobi objektiiviga (Zeiss Achroplan, 32x suurendus,  $NA = 0.4$ ) ja suunatakse teise mikroskoobi objektiivi abil spektromeetrisse (Shamrock SR-303i, Andor). Spekter registreeritakse CCD-kaamera abil (Newton, Andor). Multimoodilise fiibri sisendi ja väljundi ruumilist asendit saab justeerida 3D mikromeetriliste translaatorite abil. Eksperimendi optiline skeem on kujutatud joonisel 5.



Joonis 5 [4]. Eksperimenti optiline skeem. HL – 150 W halogeenlamp, mis on ühendatud optilise fiiber-kaabliga (OFC); MMF – multimoodiline optiline fiiber, mille ühes otsas paikneb SMA-konnektor ja teises SNOM-teravik, mõlema otsa positsiooni on võimalik justeerida (XYZ) 3d translaatoritega; MO – mikroskoobi objektiivid, SP - spektromeeter, mis on ühendatud CCD-kaameraga; L – OFC valgust koondav lääts.

Konkreetne registreeritav väljundspekter sõltub fiibriisse siseneva valguslaigu asukohast SMA-(inglise keeles *SubMiniature version A*) konnektori suhtes, nimelt on modulatsiooni muutus vaadeldav juba mõne-mikromeetrise nihutamise korral. Seega on isegi valitud spektraalpiirkonnas regulaarne modulatsioon nähtav vaid kindlate SMA-konnektori asendite korral. Moodidevahelise interferentsi ja spektraalmodulatsiooni tekkeks peab olema täidetud koherentsuse tingimus. Arvestades, et kasutatud valgusallikal on väga väike ruumiline koherentsus, on mõistlik oletada, et teatud asendites ergastatakse kaks moodi (osaliselt) koherentselt ja teistes asendites mitte – siis modulatsiooni ei teki. Juhul kui interfereerub rohkem kui kaks moodi, võib tekkida ebaregulaarne modulatsioon (vt joonis 6).



Joonis 6 [4]. Mõõdetud spektrid SMA konnektori kahe erineva asendi korral: (A) “õige justeering”, sobiv optilise käiguvahe uurimiseks ja (B) “vale justeering” – kahemoodilist mudelit pole võimalik rakendada. Signaali kogumise aeg 300 s.

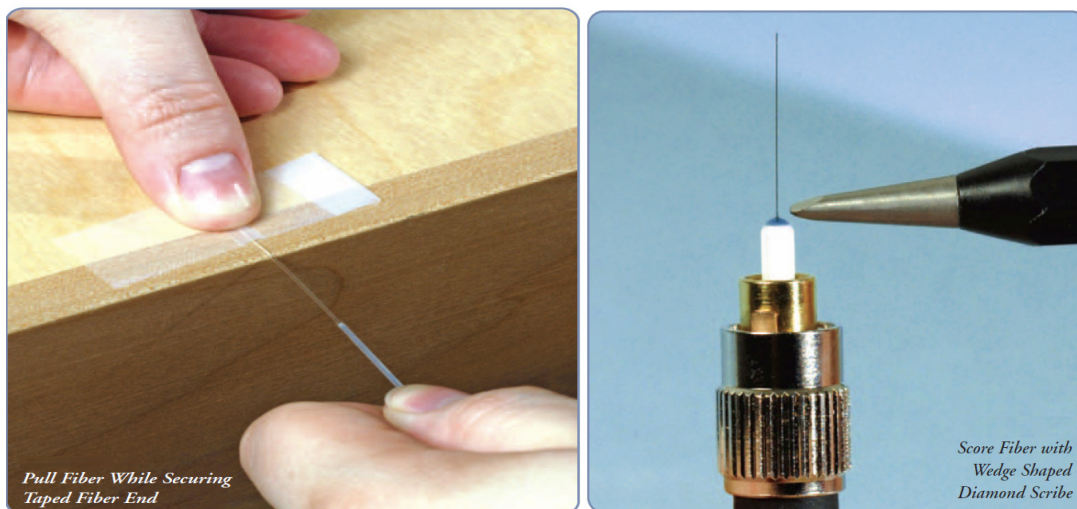
### 3.2 Fiibrite ettevalmistamine

Optilised fiibrid on laialdaselt kasutusel optilise kommunikatsiooni, fotoonika ja optoelektronika harudes, sõltuvalt rakendustest kasutatakse erinevaid fiibrite ühendusviise. Mõned tuntumad konnektorite tüübid on nt FC (inglise keeles *Ferrule Connector*), mis võimaldab väga täpset kaabli asetust optilise kiurguri ja vastuvõtja suhtes ja on hea vibratsioonitaluvusega; SC (inglise keeles *Subscriber Connector*), mis oma lukustusklambri abil võimaldab lihtsat ühendamist ja eemaldamist ja SMA (inglise keeles *SubMiniature version A*) keermesliitega koaksiaalne konnektor, mida kasutatakse enamasti multimoodiliste fiibrite puhul, kui fiibrisse on vaja suunata suur valgusvõimsus. Eksperimentis kasutasime mainitustest viimast varianti, SMA-konnektorit. Kuna SNOM-teravikust väljuv signaal on väga nõrk, tuleb fiibrisse suunata nii palju valgust kui võimalik, pidades silmas 15 mW piirangut, mille seab teraviku kate. Sisenemis- ja peegelduskadude vähendamiseks tuleb fiibriotsa SMA-konnektoriga varustades see ots alati poleerida. Valgussignaali sumbuvus detsibellides (dB) on määratud valemiga  $\alpha_{dB} = \frac{10}{L} \log \frac{P_0}{P(L)}$  [24], kus  $P_0$  on võimsus enne fiibrisse sisenemist ja  $P(L)$  – võimsus väljundis fiibri pikkuse  $L$  puhul.

Piisavalt sileda ja kadudevaba sisendpinna saavutamiseks tuleb läbida järgmisi samme:



Enne konnektori kinnitamist fiibrile tuleb fiibriotsalt eemaldada (maha tõmmata) akrülaadist kaitsev kiht, mida on eelnevalt pehmemaks muutmiseks umbes minut aega atsetoonis hoitud. (joonis 7) Seejärel puhastatakse SMA metallist otsik (seestpoolt) ja fiibriots metanooliga ning aetakse fiibriots läbi koaksiaalse otsiku pikiteljel olevast kanalist, mis on eelnevalt täidetud kahekomponendilise epoksiidliimiga. Liimi kuivamise aeg on toatemperatuuril 24h. Pärast liimi tahkestumist tuleb teemantnoaga ära lõigata SMA-otsikust väljaulatuv üleliigne fiibri ots, ideaalis umbes ühe fiibri läbimõõdu kõrguselt liimi pinnast (joonis 8). Ülejäänud väljaulatuv fiibriosa lihvitakse ettevaatlikult maha, ilma fiibrit survestamata, vastasel juhul võib teravik konnektori sees murduda ning tekib ebaühtlane murdepind.



Joonis 7 [25]. Akrüülist kaitsva kihi eemaldamine. Joonis 8 [25]. Üleliigse fiibriotsa lõikamine

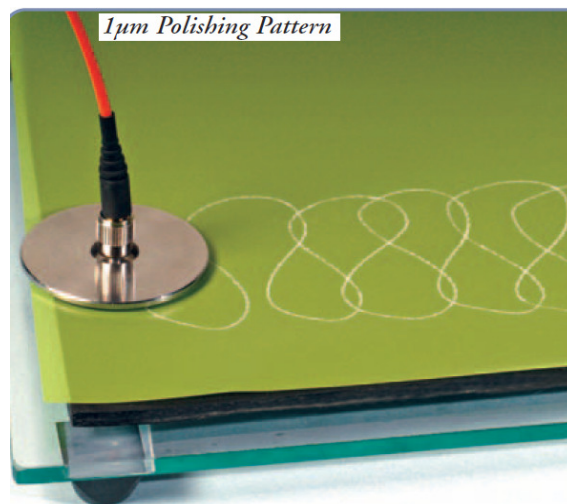
Järgmisena tuleb üleliigne liim konnektorilt maha lihvida. Vältimaks lihvimisjälgi fiibril, tuleb lihvida "8"- kujulise mustri järgi (joonis 9), alustades 12  $\mu\text{m}$  pinnakaredusega lihvimispaberist ja liikudes järjest 5  $\mu\text{m}$ , 3  $\mu\text{m}$  ja lõpuks 1  $\mu\text{m}$  paberini. Lihvimispaberit vahetades tuleb alati paber ja fiibri pind metanooliga puhastada. Kõige peenema, 1  $\mu\text{m}$  paberiga, tuleb lihvida alati kasutamata pinnal (vt joonis 10). Paberile kantakse 3-4 tilka vett ja lihvitakse umbes 15 korda "8" kujundit järgides, seejärel kontrollitakse otsa ja vajadusel korratakse viimast protseduuri.

Lõplik pind on kujutatud joonisel 11. Fiibri pind peaks olema kriimude- ja mustusevaba ning vajadusel puhastatakse pinda metanooliga ja lihvitakse üle.

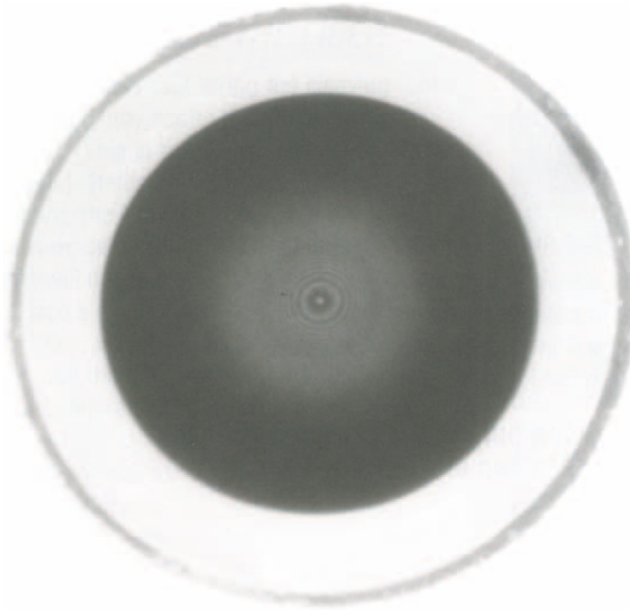
Märkus: ThorLabs õppematerjalidest [25] võetud joonistel 7-11 on kujutatud FC konnektorit, kuid samad protseduurid kehtivad ka SMA-konnektori jaoks.



Joonis 9 [25]. Fiibri poleerimine 5 µm lihvimispaberiga.



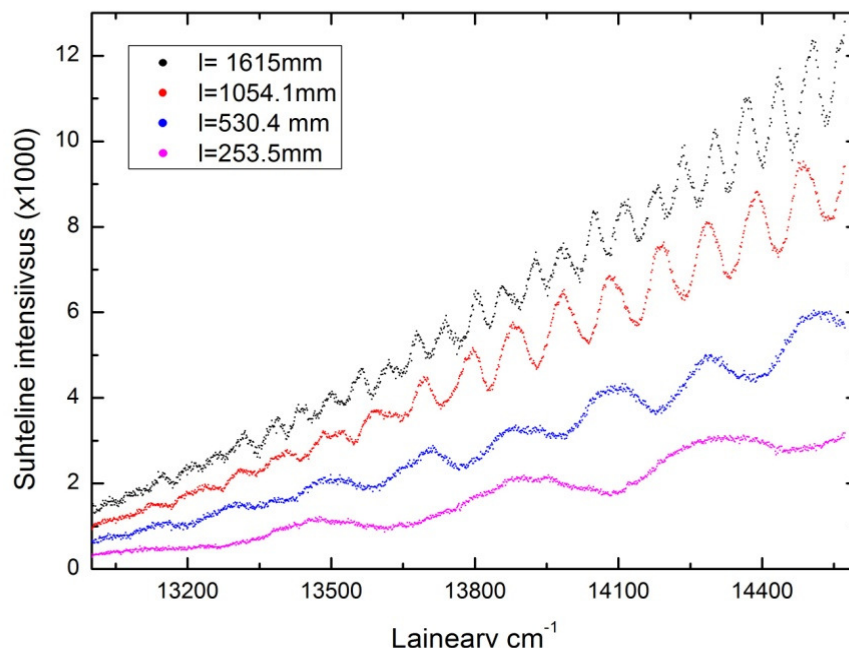
Joonis 10 [25]. Poleerimine 1 µm paberiga, lihvitakse ainult kasutamata paberi peal.



Joonis 11 [25]. Konnektori pilt pärast poleerimist, keskel on näha fiibri südamikku.

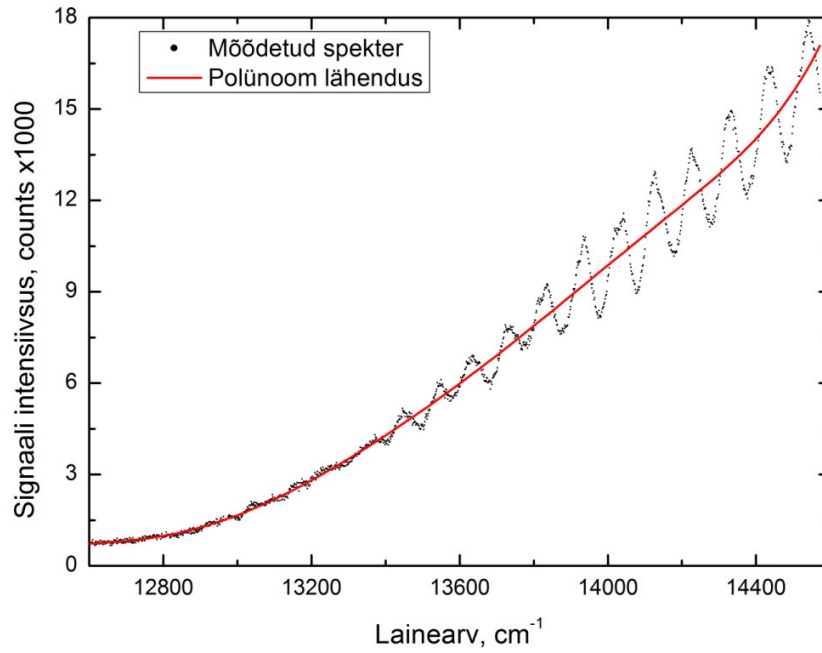
### 3.3 Mõõtetulemuste töötlemine

SNOM-otsik käitub moodide filtrina: väljundava läbimõõdu vähenedes (või valguse lainepikkuse suurenedes) lõikab ta järjest ära levikumoodi, kuni lõpuks jääb levima vaid  $HE_{11}$  mood (nn põhimood). Eksperimendis on regulaarne modulatsioon jälgitav vaid kindlas spektrivahemikus (joonis 12). Mõõtmisteks on valitud spektraalne piirkond, kus esineb regulaarne spektraalmodulatsioon, mis näitab et alles jääb ja interfereerub vaid kaks võrreldava intensiivsusega moodi.



Joonis 12. 200 nm avaga, Al kattega, sirge SNOM-otsaga registreeritud spektrid eri fiibripikkuste jaoks. Kuna ava on valguse lainepikkusest tunduvalt väiksem, kahaneb läbinud valguse intensiivsus väga kiiresti punase spektriosa suunas liikudes.

Spektraalmodulatsiooni periood sageduste skaalas  $\Delta f$  on seotud aja ühikutes esitatud kahe moodi optilise käiguvahega  $\tau$  (inglise keeles: *Optical path difference (OPD)*) järgmiselt:  $\tau = \frac{1}{\Delta f}$ . Seega, OPD väärtuse leidmiseks tuleb kõige pealt määrata mõõdetud spektrist  $\Delta f$  parameeter. Esmapilgul tundub, et lihtsaim viis selleks oleks lähendada moduleeritud spekter siinus funktsiooniga. Kuid see eeldaks konstantset modulatsiooni perioodi üle spektri, mis ei pruugi alati vastata reaalsele olukorrale, kuna OPD võib teoreetiliselt omakorda sõltuda valguse lainepikkusest. Selle tõttu tuli eraldi määrata iga regulaarse spektraalmodulatsiooni struktuuri kuuluva maksimumi spektraalpositsioon. Kusjuures väiksema nähtavusega (alla 0.1) maksimumid ignoreerisime: sellised nõrgad maksimumid võivad tekkida tänu lisaks põhilisele moodipaarile ka teiste moodide nõrgale panusele. Esmalt lähendatakse mõõdetud spektrit piiratud järku polünoomiga (joonis 13). Spektri signaali väärtustest lahutatakse siis polünoomi väärtused vastavatel spektriasukohtadel, et saada foonivaba modulatsiooni spekter.

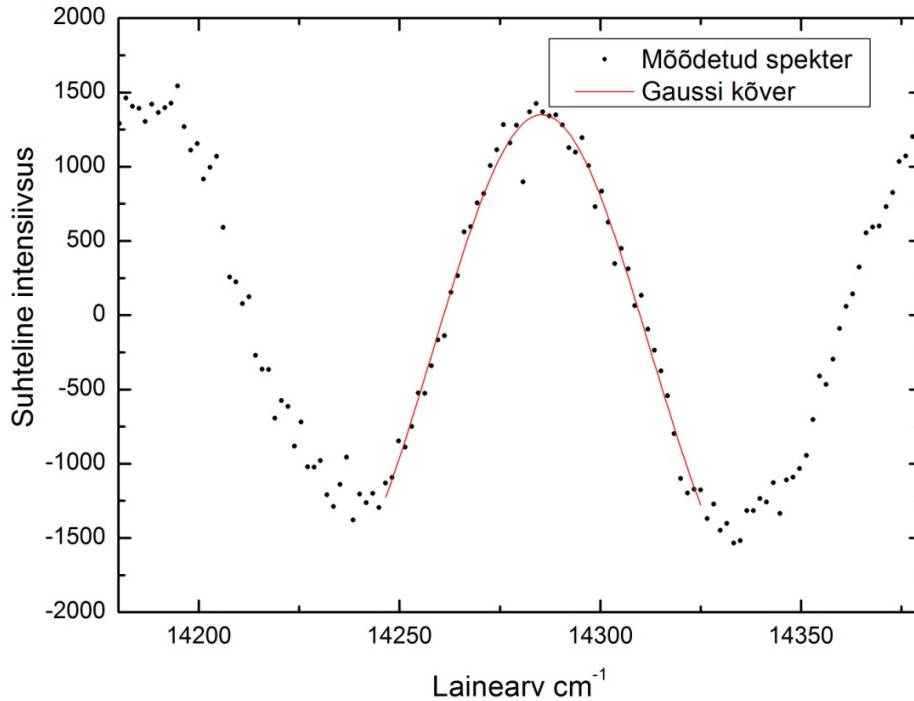


Joonis 13. Spekter on mõõdetud Al kattega, 200 nm avaga SNOM-otsikuga varustatud fiibri jaoks pikkusega  $l = 1615$  mm; spekter on lähendatud 9. järku polünoomiga.

Saadud moduleeritud spektris osutus kõige praktilisemaks lähendada iga modulatsiooni maksimum Gaussi kõveraga, mille keskkoha positsioon  $x_c$  määras ka meie maksimumi asukoha (vt näidis joonisel 14):

$$I = I_0 + \frac{A}{w\sqrt{\pi/2}} e^{-2\frac{(x-x_c)^2}{w^2}},$$

kus  $I_0$  on konstantne foon, suurus  $\frac{A}{w\sqrt{\pi/2}}$  määrab kõvera amplituudi,  $x_c$  - keskpunkti asukoha ning  $w$  - kõvera laiuse.



Joonis 14. Sobiv spektrilõik maksimumi läheduses on lähendatud Gaussi kellukesega, leidmaks lokaalse maksimumi asukoha. Pildil  $x_c = 14285,4 \pm 0,4 \text{ cm}^{-1}$  Lähenduseks on valitud spektraalvahemik  $14246 \text{ cm}^{-1}$  kuni  $14325 \text{ cm}^{-1}$ .

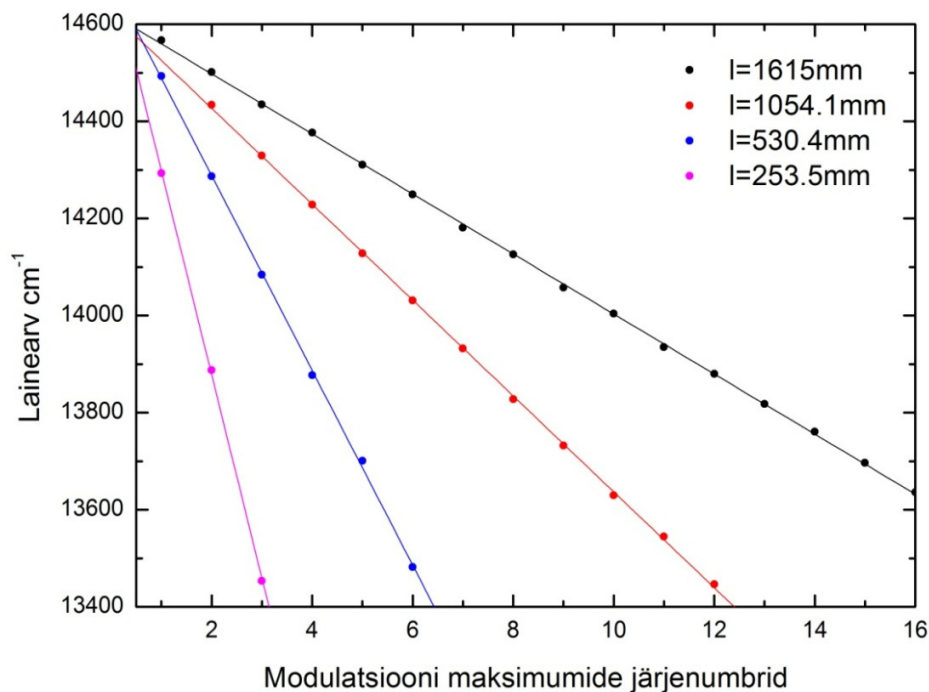
Registreerides maksimumide asukohad, mis jäävad kahemoodilise interferentsiga spektraalvahemikku ja kandes järjestikused maksimumide asukohad lainearvskaalale, lähendame tulemust regressioonisirgega (joonis 15). Toimime niimoodi fiibri iga pikkuse jaoks. Regressioonisirge tuletisest (ehk sirge tõusust) saame nüüd OPD väärtused, sõltuvana fiibri pikkusest, valemi  $\tau = \frac{1}{\Delta f}$  abil.

Optiline käiguvahe sõltub lineaarselt fiibri pikkusest:  $\tau(l) = \tau_0 + Dl$ . Kahekomponendiline valem jagab tekkinud käiguvahe fiibrist  $Dl$  ja SNOM otsikust põhjustatuks  $\tau_0$ . Dispersiooniparameeter  $D$  on määratud moodide efektiivsete faasikiiruste kaudu  $D = \frac{1}{c_1} - \frac{1}{c_2}$  ja võimaldab hinnata fiibris tekkinud summaarset dispersiooni. SNOM-otsikus tekitatud dispersiooni on võimalik hinnata suuruse  $D_t = \frac{\tau_0}{l_t}$  abil, kus  $l_t$  on SNOM-otsiku hinnanguline pikkus. On mõistlik oletada, [26] et väiksem faasikiirus  $c_1$  kuulub fundamentaalsele moodile  $HE_{11}$ , millel enamik energiast levib fiibri südamikus. Artikli [15] eeskujul võib teha faasikiiruste vahe hinnang  $\Delta c = c_2 - c_1$ . Viimast on multimoodilises fiibris võimalik hinnata järgnevalt:

$$\Delta c \sim c_1 \left[ \frac{n_1}{(n_c - 1)} \right] / \sqrt{N}, \quad (3)$$

kus moodide arvu  $N$  fiibris võib hinnanguliselt leida kui  $N = V^2/2$ , kus parameeter  $V$  on defineeritud valemi (1) järgi; seega leiame, et  $N \approx 818$ , kui  $\lambda \approx 800 \text{ nm}$  ja  $a \approx 25 \mu\text{m}$ . [15] Parameeter  $\tau_0$  määrabki käiguvahe nullpikkusel. SNOM-teraviku pikkus on hinnanguliselt  $l_0 \sim 1 \text{ mm}$ , kuna SNOM-otsiku pikkus on tühine võrreldes fiibri pikkusega, on selle poolt põhjustatud OPD kirjeldatav kui  $\tau(0) = \tau_0$ .

Meie eksperimentaalne ülesehitus ei võimalda otseselt mõõta SNOM-otsiku mõju spektrile. Viimase mõju saame hinnata ekstrapoleerides leitud OPD väärtusi  $l=0$  pikkuseni.



Joonis 15. Järjestikused maksimumid lainearv skaalal, 200 nm avaga, sirge SNOM otsaga fiibri F1 eri pikkuste  $l$  jaoks. Iga pikkuse jaoks on sooritatud lineaarne regressioon, saadud lineaarliikme kordaja annab optilise käiguvahe kindla fiibri pikkuse jaoks.

### 3.4 Kasutatud fiibrid

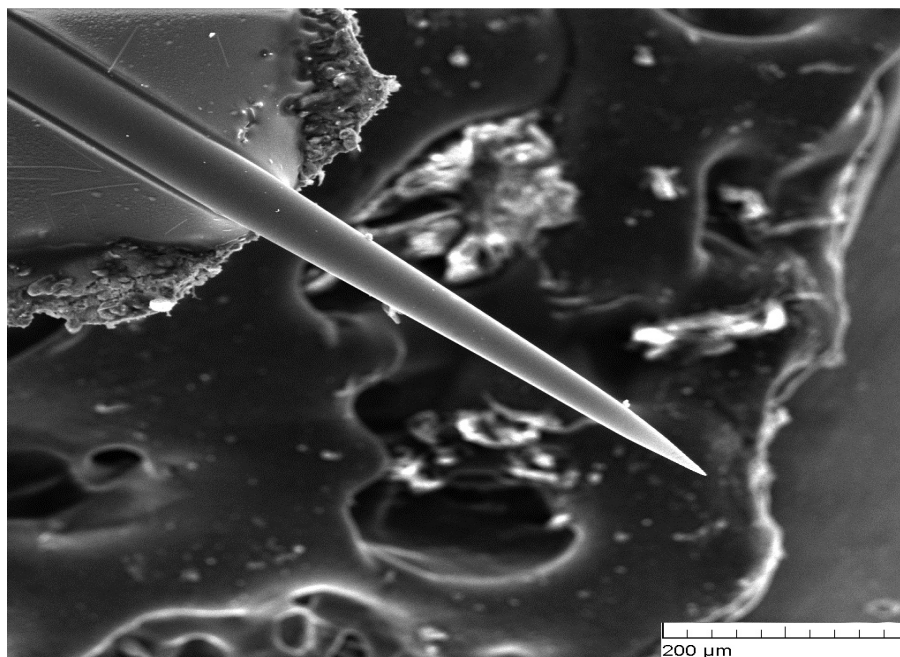
Käesolevas töös võrdleme kolme erinevat fiibrit - kahte kõverdatud SNOM-otsaga ja ühte sirge SNOM-otsaga fiibrit. Kõverdatud otsaga fiibrite tulemused on avaldatud ka artiklis [4]. Kõverdatud 200 nm avaga, Al kaetud fiiber "*the bent-type SuperSensor™ NSOM/AFM Probe*" on toodetud Nanonicsi poolt; kasutatud multimoodilise fiibri südamiku läbimõõt on  $50 \mu\text{m}$  ja



kate oma - 125  $\mu\text{m}$  (fiiber F1). Koonilise otsa pikkus on 600  $\mu\text{m}$ .

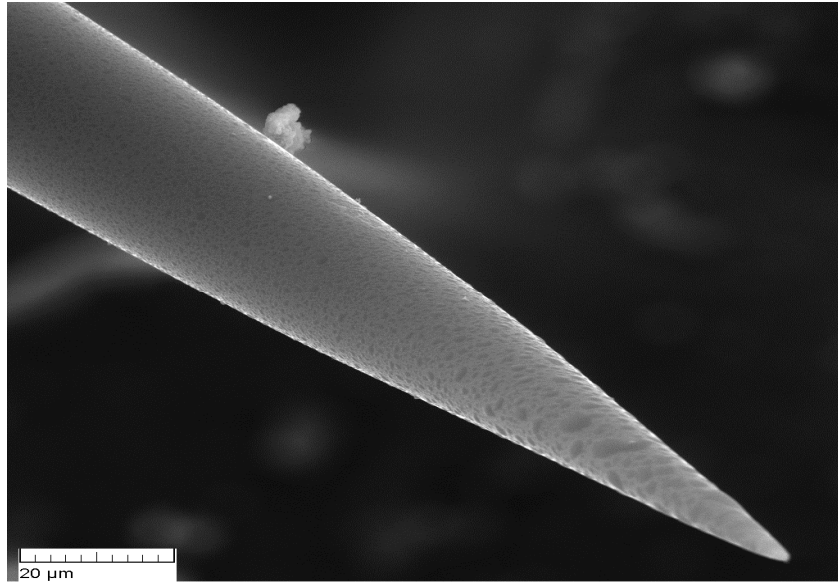
Väiksema, 150 nm avaga SNOM-otsiku valmistamiseks on Nanonics rakendanud teistsugust optilist fiibrit (fiiber F2), milleks on firma Corning *SMF-28* fiiber, mille südamiku läbimõõt on 9  $\mu\text{m}$  ja katte oma 125  $\mu\text{m}$  ning mis on mõeldud kasutamiseks ühemoodilise fiibrina infrapunases spektripiirkonnas: ühemoodilise tööpiirkonna piirlainepikkuseks on 1260 nm. Lühematel lainepikkustel kui 800 nm käitub F2 fiiber multimoodilisena. Kitsama väljundava tõttu on mõõtmised tehtud lühematel lainepikkustel. Skaneeriva elektronmikroskoobi pilt teravikust on toodud joonistel 16 ja 17.

Sirge teravikuga 200 nm avaga SNOM-otsiku valmistamiseks on Nanonics rakendanud firma Corning multimoodilist fiibrit "*InfiCor 50*" – (fiiber F3), mille südamiku läbimõõt on 50  $\mu\text{m}$  ja katte oma 125  $\mu\text{m}$ . Erinevalt eelmisest kahest pole see astmeliselt muutuva murdumisnäitajaga vaid sujuvalt muutuva murdumisnäitajaga (*graded index fiber*) fiiber.



Joonis 16. Skaneeriv elektronmikroskoobi pilt SNOM teravikust. 150 nm avaga kõvera otsaga, Al kaetud; fiiber F2.





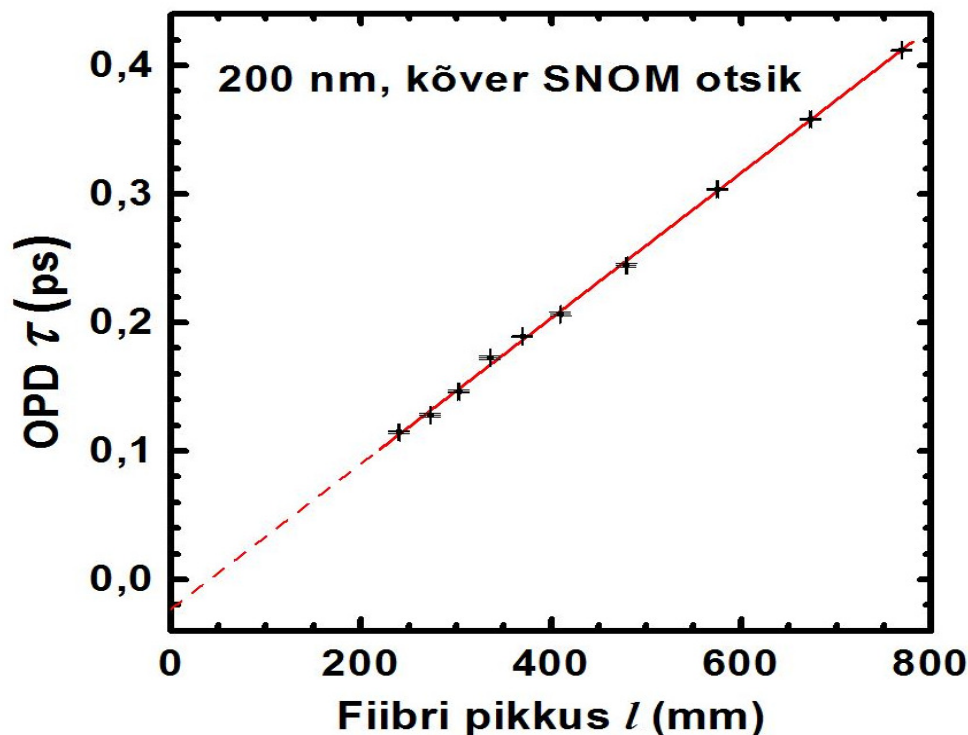
Joonis 17. Skaneeriv elektronmikroskoobi pilt SNOM-otsikust, suurendatud teravikule. SNOM 150 nm avaga, Al kattega, kõverdatud otsaga, teravik on suunatud üles, pildist välja. (Fiiber F2)

## 4 Tulemused

Kõigi kolme fiibri jaoks on hinnatud fiibris põhjustatud dispersiooni  $D$ , SNOM otsikust põhjustatud dispersiooni  $D_t$  ja nende suhtarvu  $D_t/D$ . Lisaks on arvutatud fiibrite poolt tekitatud faasikiiruste vahe valemi (3) abil ning võrreldud seda eksperimendis saaduga, samuti on faasikiiruste erinevust hinnatud SNOM-otsikute jaoks nii arvutuslikult valemi (2) abil kui ka katseandmetest.

### 4.1 200 nm avaga fiibrid

Kõverdatud teravikuga fiibri OPD väärtused on leitud kümne erineva fiibripikkuse jaoks. Joonisel 18 toodud sirge tõusust on määratud dispersiooni parameetri väärtuseks on:  $D = 566 \pm 6 \frac{\text{fs}}{\text{m}}$ . SNOM-otsiku poolt põhjustatud OPD on  $\tau_0 = -23 \pm 3 \text{ fs}$  ja dispersiooni väärtus  $D_t = \frac{\tau_0}{l_t} \approx -38 \pm 15 \frac{\text{ps}}{\text{m}}$ . Viimasele suurusele ei ole võimalik täpsemat hinnangut anda, kuna teraviku pikkuse  $l_t \approx 600 \mu\text{m}$  mõõtmise on keeruline ja ebatäpne. Dispersioonide suhe on  $\frac{D_t}{D} \approx -68 \pm 27$ .

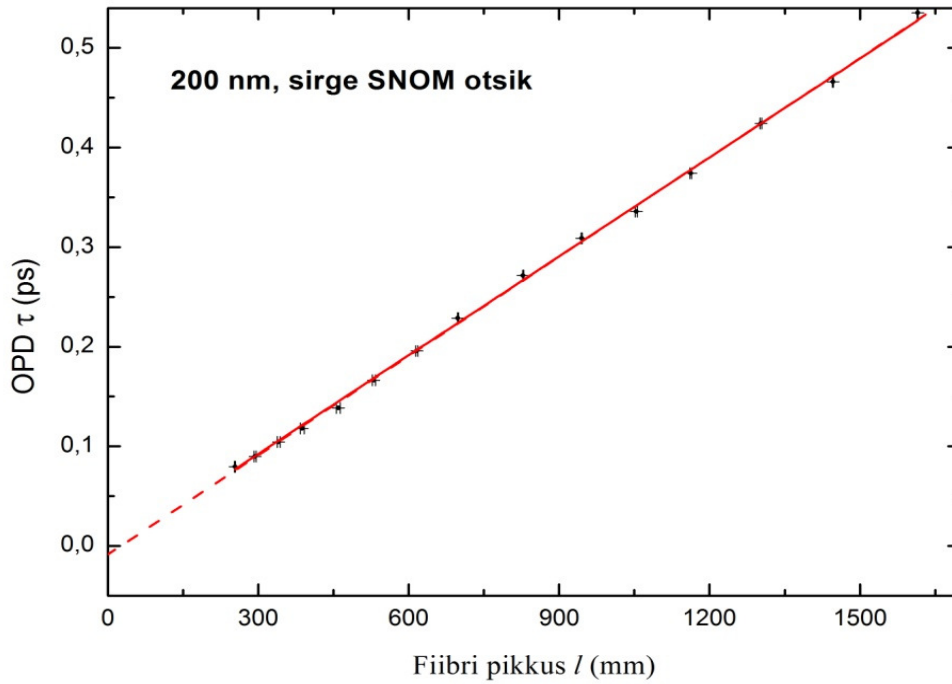


Joonis 18 [4]. Mõõdetud OPD  $\tau(l)$  väärtused fiibri F1 pikkustel  $l$  alates 769 mm kuni 240 mm. Mõõtepunktidele on tehtud lineaarne lähendus ning ekstrapoleeritud nullpikkusele.  $\tau(0) = \tau_0 = -23 \pm 3$  fs.

Faasikiiruste vahe teoreetiline hinnang on  $\Delta c = 3,5 \cdot 10^{-4} c_1$ , olles fiibrite F1 ja F3 jaoks sama. Vastava suuruse väärtus mõõteandmetest tuletatuna on  $c_2 - c_1 \approx 1,15 \cdot 10^{-4} c_1$ .

SNOM-otsiku poolt põhjustatud eksperimentaalne faasikiiruste vahe on  $c_2 - c_1 \approx -0.0078 \pm 0.0035 c_1$ , keskmisel lainepikkusel  $\lambda \approx 800$  nm ( $\hbar\omega \approx 1.55$  eV), saame valemist (2)  $c_2 - c_1 \approx -0.011 \alpha c_1$ .

Sirge teravikuga fiibri, mille väljundava on 200 nm tulemused on toodud joonisel 19. Null pikkusele vastav optilise käiguvahe väärtus on  $\tau_0 = -8.6 \pm 2.4$  fs .



Joonis 19. OPD väärtused sirge SNOM-otsaga fiibri jaoks. Punktid on registreeritud 15 fiibri F3 pikkuse jaoks vahemikus 1615 mm kuni 253,5 mm. Tulemused on ekstrapoleeritud nullpikkusele.  $\tau(0) = \tau_0 = -8.6 \pm 2.4 \text{ fs}$

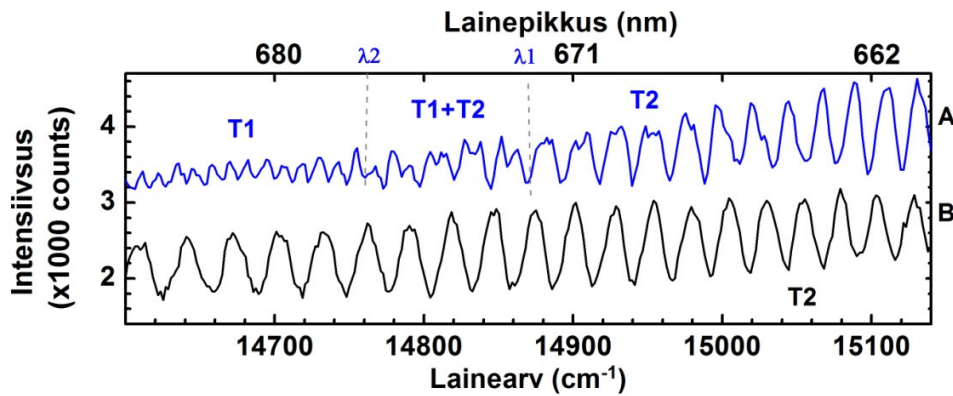
Fiibri dispersiooni parameetri väärtuseks on joonisel 19 toodud sirge tõusu abil määratud  $D = 332.1 \pm 2.7 \frac{\text{fs}}{\text{m}}$ , teraviku poolt dispersioon on  $D_t = \frac{\tau_0}{l_t} \approx -14.3 \pm 8 \frac{\text{ps}}{\text{m}}$  dispersioonide suhe on  $\frac{D_t}{D} \approx -43 \pm 24$ . Faasikiiruste vahe teoreetiline hinnanguline väärtus on  $\Delta c = 3,5 \cdot 10^{-4} c_1$ , mis on eksperimendist saadud tulemusega  $c_2 - c_1 \approx 0,69 \cdot 10^{-4} c_1$  samas suurusjärgus.

SNOM-otsiku poolt põhjustatud eksperimentaalne faasikiiruste vahe on  $c_2 - c_1 \approx -0.0030 \pm 0.0017 c_1$ , lainepikkusel  $\lambda \approx 750 \text{ nm}$  ( $\hbar\omega \approx 1.65 \text{ eV}$ ), saame valemist (2)  $c_2 - c_1 \approx -0.012 \alpha c_1$ .

Fiibritega F1 ja F3 saadud tulemused on samas suurusjärgus. Nii kõvera kui sirge 200 nm SNOM otsiku puhul on  $\tau_0$  väärtuseks saadud negatiivne suurus, mis on tulemuste statistikat arvestades oluliselt erinev nullist. See annab alust oletuseks, et SNOM otsiku kõverus ei ole ainus faktor, mis põhjustab  $\tau_0$  väärtuse erinevust nullist, vaid oma rolli mängivad ka plasmonefektid.

## 4.2 150 nm avaga fiiber

Väiksema ava tõttu on ka 150 nm fiibri kahemoodiline piirkond spektri sinisemas osas, võrreldes 200 nm avaga. [17] Spekter registreeriti 640 nm ja 760 nm vahel, kusjuures modulatsiooni terves mõõdetavas vahemikus oli keeruline saavutada. Teatud SMA asendite puhul on spektris võimalik jälgida kahe erineva perioodiga modulatsiooni mustreid  $T_1$  ja  $T_2$ ; joonisel 20 on näidatud spektripiirkonda, kus  $T_1$  ja  $T_2$  mustrid osaliselt kattuvad. Lühema perioodiga modulatsioon  $T_1$  on peaaegu konstantse perioodiga kogu vaadeldavas piirkonnas. Teise, pikema ja spektraalsest positsioonist sõltuva perioodiga modulatsioon  $T_2$  on väga tundlik SMA asendi suhtes, olles samas jälgitav korraga laiemas spektraalvahemikus

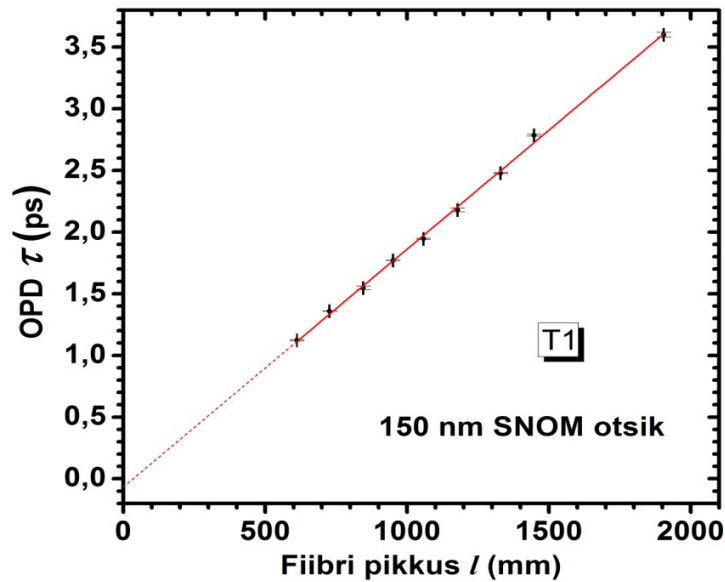


Joonis 20 [4]. Kaks näidisspektrit 150 nm SNOM teravikuga fiibrilt, eri fiibri F2 pikkuste jaoks: (A)  $l = 1488$  mm, (B)  $l = 1330$  mm. Spektris A on näha kahe erineva modulatsiooni perioodiga piirkonda  $T_1$  ja  $T_2$ , kus annavad panuse erinevad moodid, ja lisaks kahe moodi segu piirkonnas:  $\lambda_1 \approx 672.5$  nm  $< \lambda < \lambda_2 \approx 677.5$  nm.

Võib oletada, et  $T_1$  modulatsioon pärineb  $TE_{01}$  ja  $HE_{11}$  vahelisest interferentsist ja modulatsioon perioodiga  $T_2$  moodide  $HE_{11}$  ja  $TM_{01}$  interferentsist. Töös on uuritud vaid  $T_1$  spektraalset sõltuvust fiibri pikkusest  $l$ .

SNOM otsiku poolt põhjustatud käiguvahe on:  $\tau_0 = -67 \pm 31$  fs, mis on märksa suurem eelmistest väärtustest, aga ka suurema määramatusega. Põhjuseks võib olla erinev spektraalne piirkond, aga ka teise moodipaari ( $TE_{01}$  ja  $HE_{11}$ ) interaktsioon. Fiibri F2 dispersiooni väärtus on

$D = 1.93 \pm 0.03 \frac{ps}{m}$ , mis on 3,4 korda suurem kui F1 fiibri korral. SNOM otsikust põhjustatud dispersioon on  $D_t = -112 \pm 67 \frac{ps}{m}$  ning kahe dispersiooni suhe  $\frac{D_t}{D} = -58 \pm 35$ .



Joonis 21 [4]. Saadud OPD  $\tau(l)$  väärtused T<sub>1</sub> mustri jaoks, lineaarne lähendus (pidev joon) leitud fiibri F2 pikkuste vahemikus 1905 mm kuni 612 mm ning ekstrapoleeritud nullpikkusele (punktiirjoon).  $\tau(0) = \tau_0 = -67 \pm 31 fs$ .

Arvestades, et lainepikkuse  $\lambda \approx 700 nm$  juures on kvartsist südamiku murdumisnäitaja 1.54, on faasikiiruste vahe  $c_3 - c_1 \approx 3,8 \cdot 10^{-4} c_1$ ; samas annab teoreetiline hinnang valemi (3) järgi väärtuse  $\Delta c \approx 0.462 c_1$  – seda hinnangut ei saa küll väga tõsiselt võtta, kuna fiibri ja interfereeruva moodi täpne iseloom ei ole teada. Samal lainepikkusel ( $\hbar\omega \approx 1.77 eV$ ) on teraviku poolt tekitatud teoreetiline faasikiiruste vahe  $c_3 - c_1 \approx -0.016 \alpha c_1$ , mis langeb eksperimentaalse tulemusega  $c_3 - c_1 \approx -0.021 \pm 0.013 c_1$  määramatuse piires kokku, siiski on  $\alpha$  hindamiseks määramatus liiga suur.

### Tulemuste koondtabelid:

Tabel. 1. Eksperimendist saadud mooddispersiooni parameetrid

Fiiber	SNOM $\tau_0$ (fs)	D (fs/m)	SNOM $D_t$ (ps/m)	$D_t/D$
F1	-23 (3)	566 (6)	-38 (15)	-68 (27)
F2 (T1)	-67 (31)	1930 (30)	-112 (67)	-58 (35)
F3	-8.6 (24)	332.1 (27)	-14.3 (80)	-43 (24)

Tabel. 2. Kahe moodi suhteline faasikiiruste vahe  $\Delta c/c_1$  : teooria vs. eksperiment

Fiiber	Teooria	Eksperiment	SNOM Teooria	SNOM Eksperiment
F1	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$1,15 \cdot 10^{-4}$	$-0.011 \alpha$	$-0.0078 (35)$
F2 (T1)	0.462 (?)	$3.8 \cdot 10^{-4}$	$-0.016 \alpha$	$-0.021 (13)$
F3	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$0,69 \cdot 10^{-4}$	$-0.012 \alpha$	$-0.0030 (17)$

$\alpha \lesssim 1$  – teadmata väärtusega numbriline parandusparameeter

## 5 Järeldused

Eksperimendist järeldub, et moodidevaheline dispersioon SNOM otsikus on teistsuguse iseloomuga võrreldes fiibris toimivaga. Summaarne optiline käiguvahe koosneb kahest eristatavast komponendist – fiibris tekitatud OPD ja SNOM otsiku poolt põhjustatud optilisest käiguvahest. Viimane komponent on põhjustatud levikumoodi sidustumisest pinnaplasmonitega, mille tulemusel tekib nn SPP mood. Teravikus toimiv moodispersioon on suurusjärgu võrra suurem ja vastasmärgiline võrreldes fiibri omaga. Üks levikumoodidest sidustub plasmonitega tugevamalt, omades SNOM otsikus madalamat faasikiirust ning suuremat faasikiirust fiibris levikul. Tulemustest tundub, et 150 nm avaga fiibri puhul oli tegemist teise moodidepaariga kui 200 nm avaga fiibrite puhul.

Lõpliku kinnituse sellele, kas tegu on plasmonefektiga, annaksid mõõtmised kullaga kaetud SNOM otsikutega. Kullaga, peaks efekt avalduma tugevamalt - SNOM otsiku poolt genereeritud OPD väärtus peaks olema suurem.

.



## Kokkuvõte

Antud töö eesmärgiks oli mõõta SNOM otsiku mõju fiibrit läbivale valgusele ning uurida tekkinud spektraalmodulatsiooni, mille abil on võimalik teha järeldusi footon-plasmon efektide kohta fiibris. Valgusallikaks oli laiaspektriline halogeenlamp, mis suunati optilise kaabli abil multimoodilisse fiibrisse. Fiibrist väljunud valgus registreeriti spektromeetri (Shamrock SR-303i, Andor) abil. Spektraalne modulatsioon oli jälgitav vaid teatud fiibrisisendi asendite korral, mida saab selgitada lähtudes moodide koherentsuse tingimusest, mis on täidetud vaid kindlate positsioonide korral. SNOM otsik käitub valguse moodide filtrina: fiibri läbimõõdu vähenedes (või valguse lainepikkuse suurenedes) lõikab ta järjest ära levikumoodi, kuni lõpuks jääb levima vaid  $HE_{11}$  mood (nn. põhimood). Eksperimendis oli regulaarne modulatsioon jälgitav vaid kindlas spektrivahemikus. Mõõtmisteks valiti spektraalne piirkond, kus esines regulaarne spektraalmodulatsioon. See näitab, et alles jääb ja interfereerub selles piirkonnas vaid kaks võrreldava intensiivsusega moodi. Spektritest saame määrata optilise käiguvahe - OPD kahe moodi vahel. Summaarne käiguvahe koosneb kahest eristatavast komponendist: fiibris tekitatud ja SNOM otsiku poolt põhjustatud OPD. Selle interpreteerimiseks võib oletada, et metalliga kaetud otsikus sidustub üks mood pinnaplasmonitega, moodustades pinnaplasmon-polaritone (SPP), tugevamalt kui teine mood. Uuritava moodidepaari jaoks on mooddispersioon SNOM otsikus suurusjärgu võrra suurem kui fiibris, ent vastasmärgiline.

## **Tänuavaldused**

Suured tänud juhendajatele õpetussõnade ja kannatlikkuse eest. Rasketel hetkedel toetamise, mõistvuse ning motiveerimise eest, suured tänud ka konstruktiivse tagasiside ja täiendavate ettepanekute eest.

Finantstoetust ja töövahendeid on saadud projektidest TK114 ja ETF8167.

## Kasutatud kirjandus

- [1] T. W. R. Center, IBM. <http://www.research.ibm.com/photonics>.
- [2] P. Hlubina, "The Mutual Interference of Modes of a Few-mode Fibre Waveguide Analysed in the Frequency Domain," *Journal of Modern Optics*, vol. 42, no. 12, lk 2385-2399, 1995.
- [3] M. Rähn, M. Pärs, V. Palm, R. Jaanso and V. Hizhnyakov, "Mesoscopic effect of spectral modulation," *Opt. Commun.*, vol. 11, no. 283, lk 2457-2460, 2010.
- [4] V. Palm, M. Rähn, J. Jäme and V. Hizhnyakov, "Excitation of Surface Plasmons in Al-coated SNOM Tips," *Proc. SPIE*, vol. 8457, no. 84572S, 2012.
- [5] D. Bailey and E. Wright, *Practical Fiber Optics*, Newnes, (Elsevier, Oxford, 2003).
- [6] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, (Chapman and Hall Ltd, New York, 1983).
- [7] J. Crisp and B. Elliott, *Introduction to Fiber Optics* 3rd edition, (Elsevier Newnes, Amsterdam, 2007).
- [8] D. Marcuse, *Light Transmission Optics* 2nd edition, (Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1982).
- [9] C. M. DeCusatis and C. J. S. DeCusatis, *Fiber Optic Essentials*, (Elsevier Academic Press, 2006).
- [10] J. M. Senior and M. Y. Jamro, *Optical Fiber Communications Principles and Practice* 3rd edition, (Pearson Education Limited, 2009).

- [11] J. Powers, An Introduction to Fiber Optic Systems 2nd edition, (Richard D Irwin, 1996).
- [12] F. Mitschke, Fiber Optics: Physics and Technology, (Springer, Heidelberg, 2009).
- [13] G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics 3rd, (Academic Press, 2001).
- [14] K. Iizuka, Elements of Photonics Volume II, (John Wiley & Sons, New York, 2002).
- [15] V. Palm, M. Rähn and V. Hizhnykov, "Modal Dispersion Due to Photon-Plasmon Coupling in a SNOM Tip," *Opt. Commun.*, Vols. 21-22, no. 285, lk 4579-4582, 2012.
- [16] L. Novotny and C. Hafner, "Light Propagation in a Cylindrical Waveguide with a Complex Metallic, Dielectric Dunction," *Phys. Rev. E*, vol. 50, no. 5, lk 4094-4106, 1994.
- [17] B. Hecht, B. Sick, U. P. Wild, V. Deckert, R. Zenobi, O. J. F. Martin and D. W. Pohl, "Scanning Near-Field Optical Microscopy with Aperture Probes: Fundamentals and Applications," *J. Chem. Phys.*, vol. 112, no. 18, lk. 7761-7774, 2000.
- [18] H. A. Bethe, "The Diffraction of Small Holes," *Physical Review*, vol. 66, no. 7,8, 1944.
- [19] C. J. Bouwkamp, "Diffraction Theory," *Reports on Progress in Physics*, vol. 18, no. 35, 1954.
- [20] S. Passinger, Two-Photon Polymerization and application to Surface Plasmon Polaritons, Cuvillier Verlag, 2008 .
- [21] J. Zhang, L. Zhang and W. Xu, "Surface Plasmon Polaritons: Physics and Applications," *J. Phys. D Appl. Phys.*, vol. 45, no. 19, 2012.
- [22] H. Raether, Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings, (Springer Verlag, Berlin, 1988).
- [23] P. Hlubina, "Experimental demonstration of the spectral interference between two linearly polarized modes at the output of a fibre waveguide excited by a low-coherence source," *Journal of Modern Optics*, vol. 43, no. 8, lk 1745-1752, 1996.

- [24] R. Hui and M. O'Sullivan, Tiber Optics Measurement Techniques, (Elsevier Academic Press, 2009).
- [25] Thorlabs, Guide to Connectorization and Polishing Optical Fibers, (Copyright Thorlabs, 2006).
- [26] K. Okamoto, Fundamentals of Optical Waveguides, (Elsevier Academic Press, 2006).

# **Light Propagation in Multimode Fibers: Mesoscopic Spectral Modulation**

Joonas Jäme

## **Summary**

The aim of the current study was to obtain knowledge how light behaves while propagating in a multimode fiber, terminated by a metal-coated SNOM tip.

A halogen lamp was used as a broadband light source. The light was coupled through a optical cable and focused onto the multimode fiber input face. The light from the SNOM tip was collected by a microscope objective and directed into a spectrograph (Shamrock SR-303i).

Under proper conditions a spectral modulation of the transmitted light can be observed, occurring only for certain input positions. This phenomenon can be explained considering the requirement of coherent excitation of the two modes in order to be able to observe their interference.

The SNOM tip acts as a mode filter, limiting the number of transmitted modes. A region with highly regular spectral modulation is then found, indicating the spectral interval where only two photonic modes are transmitted with comparable amplitudes ( $HE_{11}$  and  $TM_{01}$  modes). From the modulation period we are able to obtain the optical path difference (OPD). The OPD depends linearly on the fiber length and has an additional contribution, which is generated in the SNOM tip due to the different photon-plasmon coupling strength of the two modes, resulting in surface plasmon polaritons (SPPs) with different phase velocities. A nonzero OPD value found for zero fiber length by extrapolation of the linear OPD length dependence indicates a mode-selective SPP excitation in the metal-coated tip.